具有反射对称性物质受激辐射产生多光子纠缠态

匡一中[1]

[1]四川大学电子信息学院，四川 610064；

摘 要 多光子纠缠是量子通讯、光量子计算的核心技术。现在普遍使用的纠缠光源是自发参量下转换产生的两光子纠缠，虽已取得很大的成就，但离量子计算等的应用需求还很远，需要从理论和实验两个方面探索新路。

本文研究了受激辐射射基础过程，受激辐射的机理，发现此过程最初产生的两光子态的量子性质与受激辐射物质的对称性密切相关。如果受激辐射物质的电子态有宇称，它的波函数也有宇称，如原子、有对称中心的分子、有反演对称的晶体等，这类物质的电子态都有宇称和反射对称性。有宇称的物质的受激辐射过程遵守宇称守恒，受激辐射产生的两光子态有宇称，是迭加纠缠态。这样的两个纠缠光子经过平行平面谐振腔的作用，再通过受激辐射，不断重复这个过程，最终产生多光子纠缠。

本文主要结果和结论是：有宇称的物质的受激辐射产生多光子纠缠态。激光器物质的电子态如有宇称，则激光器谐振腔内（平行平面腔）的受激辐射产生的多光子态是纠缠态，并可从对称结构的双向单模激光器输出。

理论给出多光子纠缠的表示式。研制成一台对称结构双向输出单模 He-Ne 激光器，进行了多光子纠缠态的实验验证，实验结果与理论预期相符。

关键词 原子受激辐射；多光子纠缠；对称双向单模激光器

中图分类号 O431.2　　**文献标识码** A

Multiphoton entangled states generated by the stimulated radiation of substances with reflection symmetry

Kuang Yizhong[1]

[1] *College of Electronics and Information Engineering, Sichuan University, Sichuan* 610064, *China*;

Abstract Multi-photon entanglement is the core technology of quantum information technology such as quantum computation and quantum communication. Two-photon entanglement generated by spontaneous parametric down-conversion is a commonly used source of entanglement. Entangled photons emit randomly, and the probability of entanglement pairs is very small. Although great achievements have been made, it is still far from the application requirements of quantum computing and other fields. New approaches need to be explored from two aspects of basic theory and experimental research.

In this paper, the fundamental process of stimulated radiation and the mechanism of stimulated radiation are studied. It is found that the quantum properties of the initial two-photon state produced by this process

*E-mail：yzkuang@scu.edu.cn

are closely related to the symmetry of the stimulated substances. If the electronic states of stimulated radiation substances have parity, their wave functions also have parity, such as atoms, molecules with symmetric centers, crystals with reflection symmetry, etc. The electronic states of these substances have parity and reflection symmetry. The stimulated radiation process of a parity substances obeys parity conservation. The two-photon state produced by the stimulated radiation has parity and is superposition entangled state. Such two entangled photons pass through the action of parallel plane resonator, and then through stimulated radiation, the process is repeated again and again, and finally produces multi-photon entanglement.

The main results and conclusions of this paper are as follows: multi-photon entangled state is generated by stimulated radiation of parity substances. If the electronic state of the laser substance has parity, the multi-photon state produced by the stimulated radiation in the laser resonator (parallel plane cavity) is entangled state and can be output from a symmetrical two-way single longitudinal mode laser.

The expression of multiphoton entanglement is given theoretically. A symmetrical bi-directional output single longitudinal mode He-Ne laser has been developed. The experimental verification of multi-photon entangled state has been carried out. The experimental results are in good agreement with the theoretical expectations.

Key words stimulated radiation; multiphoton entanglement; bidirectional single longitudinal mode laser

OCIS codes 270.3430**;** 020.1335

1 引　言

光子比特和光子比特间纠缠是光量子通讯、量子计算机的基础和核心技术。它的优点是性质稳定，抗量子退相干能力强，单比特操纵容易，检测方便，且能在室温下运转。我国“墨子号”卫星成功演示了北京至维也纳的洲际量子通讯，以及相距 300 英里地面站至“墨子号”卫星的隐形传态[1]，取得了重大突破。量子隐形传输是对抗量子消相干的关键技术，对容错量子计算意义很大。这表明光量子信息技术已具有重大应用前景。目前普遍使用的都是自发参量下转换纠缠光源，结合多光子干涉技术，已能精确操控 20-30 个纠缠光子。这种技术很难规模扩展。对于量子计算，需要操纵 50-200 个量子位以及多个量子位间的纠缠，现有纠缠光源远不能满足这样的需求。这就需要探索新的理论和技术途径，使能获得规模可扩展的多光子纠缠光源。

本文提出原子受激辐射产生多光子纠缠，并可通过对称结构的双向单模激光器输出，得到多光子的纠缠光源。其理论基础是双向激光平行平面谐振腔内，原子受激辐射产生的多光子态是多光子纠缠态。这项技术容易实现规模扩展，也可为研究多种波段的纠缠光源提供广阔基础。

2 基本原理

2.1　受激辐射机理

光子与物质相互作用，诱发受激辐射产生两个光子。受激辐射两光子态的性质与受激辐射物质的对称性有密切关系。如果物质的电子态有宇称，电子态的波函数也有宇称。波函数的位置坐标（x,y,z）在反射变换作用下：

$$x\to -x;\ y\to -y;\ z\to -z; \qquad (2.1.1)$$

$$\Phi(x, y, z) = \psi(-x, -y, -z) \pm \psi(x, y, z) \qquad (2.1.2)$$

$$\hat{I}\Phi(x, y, z) = \pm\Phi(x, y, z)$$

“+”表示波函数有偶宇称，“-”表示奇宇称。

（2.1.1）简称作反射变换，有宇称的物质有反射对称性。这类物质的自发辐射过程、受激辐射过程遵守宇称守恒定律，有宇称选择规则。自发辐射光子态有宇称，受激辐射的两光子态也有宇称，有宇称的光子态是量子迭加态。原子、有对称中心的分子、有反演对称的晶体

等，这类物质的电子态都有宇称和反射对称性。如果物质的电子态没有宇称，没有反射对称，它的自发辐射光子和受激辐射的两光子态就没有宇称。

由自发辐射光子启动的受激辐射，自动满足所有守恒定律。能量守恒决定新发射的光子有入射光子相同的能量；动量守恒决定新发射光子有入射光子相同的动量、方向和位相；角动量守恒决定新发射光子有入射光子相同的偏振。因此没有反射对称和宇称的物质，受激辐射产生的两光子态是有相同偏振、相同方向、相同位相的相干光子，受激辐射过程是相干的；有反射对称和宇称的物质，它的受激辐射的两光子态有宇称，是量子迭加态。这两类物质的受激辐射产生的两光子态的量子性质根本不同。

2.2 原子受激辐射产生 2N 光子纠缠态

量子力学已证明，原子系统有反射对称性。原子有确定能量的电子态有宇称，电子激发态自发辐射光子有宇称，电偶极辐射光子有奇宇称，磁偶极辐射有偶宇称。由自发辐射启动的受激辐射，自动满足能量守恒、动量守恒、角动量守恒、宇称守恒。受激辐射产生的新两光子态有确定宇称。受激辐射与入射的自发辐射光子宇称态有密切相关系，需先确定自发辐射单光子态的宇称。

2.2.1 原子自发辐射单光子态

设原子是一个两能级系统：

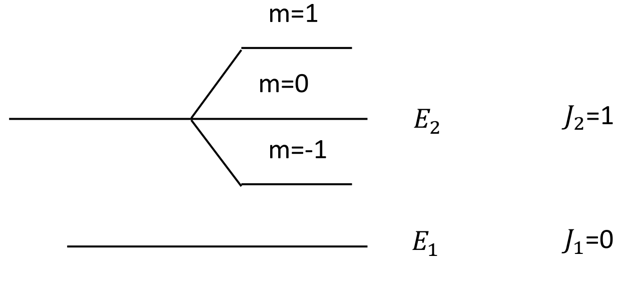


图1 原子两能级图

Fig. Atomic two-level energy diagram

$E_2-E_1=\hbar w$为激发态电子的能量，ħ 是普朗克常数，w 是光子频率。

J_2是激发电子态的动量矩。

J_1是下能级E_1的电子的动量矩。

m 是J_2的磁量子数。

设E_2，E_1能级间跃迁是电偶极跃迁，E_2，E_1有相反宇称。自发辐射涉及E_2，E_1宇称改变。自发辐射光子有奇宇称。单光子态由光子的动量态和光子的自旋态、光子的宇称完全确定。光子的动量态：

$|\eta\rangle=|P_x,P_y,P_z\rangle$ （2.2.1）

$|P_x,P_y,P_z\rangle$是光子动量 （2.2.2）

$P=\hbar K$ ，K 是光子波矢

光子的宇称：

I=-1 （2.2.3）

光子的自旋态：

$|R_+\rangle=\frac{1}{\sqrt{2}}[|H\rangle+\mathrm{i}|V\rangle]$

$|L_+\rangle=\frac{1}{\sqrt{2}}[|H\rangle-\mathrm{i}|V\rangle]$ （2.2.4）

$|H\rangle$为水平偏振，$|V\rangle$为垂直偏振。

$|R_+\rangle$为右圆偏振光子，自旋为 1，自旋方向与光子动量方向相同。

$|L_+\rangle$为左圆偏振光子，自旋为-1，自旋方向与光子动量方向相同。

自发辐射单光子态有奇宇称，设$\hat{I}$为宇称算符

$|P_x,P_y,P_z\rangle=|\eta_+\rangle$

$|-P_x,-P_y,-P_z\rangle=|\eta_-\rangle$

即：

$\hat{I}|\eta_-\rangle=|\eta_+\rangle$

$\hat{I}|\eta_+\rangle=|\eta_-\rangle$ （2.2.5）

$\hat{I}|R_+\rangle=|L_-\rangle$；$\hat{I}|L_-\rangle=|R_+\rangle$

$\hat{I}|L_+\rangle=|R_-\rangle$；$\hat{I}|R_-\rangle=|L_+\rangle$ （2.2.6）

其中：

$|R_-\rangle=R_y(\pi)|R_+\rangle$

$|L_-\rangle=R_y(\pi)|L_+\rangle$

$R_y(\pi)$ 为绕测量坐标系统 y 轴旋转 180 度的变换。

E_2电子激发态自发辐射的单光子态，其表示式[2]：

$|\Phi_1\rangle_+=\frac{1}{\sqrt{2}}[|\eta_+R_+\rangle-|\eta_-L_-\rangle]$ $\Delta J=J_2-J_1=1$

$|\Phi_1\rangle_-=\frac{1}{\sqrt{2}}[|\eta_- R_-\rangle-|\eta_+ L_+\rangle]$　　　$\Delta J=J_2-J_1=-1$　　　（2.2.7）

（2.2.7）可简写为：

$|\Phi_1\rangle_+=\frac{1}{\sqrt{2}}[|R_k\rangle-|L_{-k}\rangle]$

$|\Phi_1\rangle_-=\frac{1}{\sqrt{2}}[|L_k\rangle-|R_{-k}\rangle]$　　　（2.2.8）

很显然：

$\hat{I}|\Phi_1\rangle_+=-|\Phi_1\rangle_+$；$\hat{I}|\Phi_1\rangle_-=-|\Phi_1\rangle_-$

光子态有奇宇称。

2.2.2 原子受激辐射产生 2N 光子纠缠态

由激发态电子E_2自发辐射单光子迭加态启动受激辐射。

自发辐射单光子迭加态：

$|\Phi_1\rangle_+=\frac{1}{\sqrt{2}}[|R_k\rangle-|L_{-k}\rangle]$

不失一般性，可设光子$|R_k\rangle$的动量方向为 Z 轴，则光子$|L_{-k}\rangle$的动量方向为-Z。单光子迭加态有 1/2 几率沿+Z 方向发射一个$|R_k\rangle$光子诱发受激辐射产生两个有相同动量态和相同自旋态的光子：

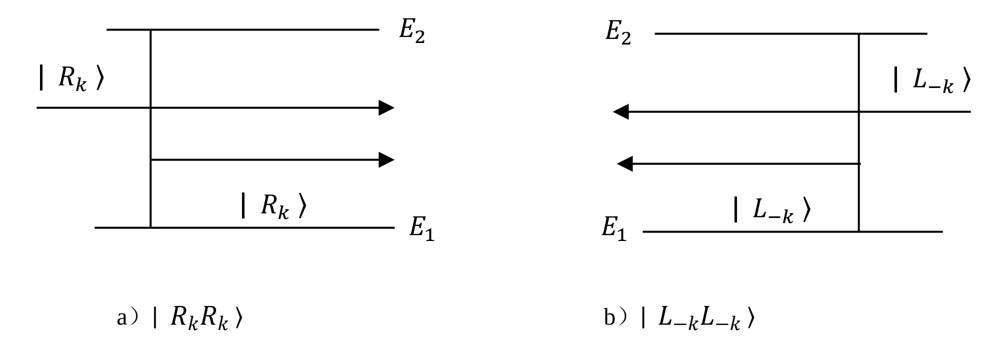
$|R_k R_k\rangle$　　　（2.2.9）

这是受激辐射能量守恒，动量守恒，角动量守恒的结果。

单光子迭加态有 1/2 几率沿-Z 方向发射一个$|L_{-k}\rangle$光子诱发受激辐射产生两个有相同动量态和相同自旋态的光子：

$|L_{-k}L_{-k}\rangle$　　　（2.2.10）

（2.2.9）和（2.2.10）两个态互为反射对称，如下图：



a）$|R_kR_k\rangle$　　　b）$|L_{-k}L_{-k}\rangle$

图2 单光子迭加态$|\Phi_1\rangle_+$诱发受激辐射产生的两光子态a）b）互为反射对称

Fig. 2 Two-photon states a) and b) produced by stimulated radiation induced by single-photon superposition state $|\Phi_1\rangle_+$ are mirror symmetrical to each other

原子受激辐射过程宇称守恒，E_2，E_1有相反宇称，入射光子$|\Phi_1\rangle_+$有奇宇称，所以受激辐射两光子态有偶宇称。但是（2.2.9）（2.2.10）的两光子态都没有确定宇称，唯一满足受激辐射角动量守恒和宇称守恒的两光子态是（2.2.9）和（2.2.10）的迭加态，其表示式是：

$$|\Phi_2\rangle_+=\frac{1}{\sqrt{2}}[|R_kR_k, 0\rangle+|0, L_{-k}L_{-k}\rangle] \quad (2.2.11)$$

原子受激辐射过程，光与原子发生相互作用使两个光子有相互作用，两光子迭加态（2.2.11）是由两个态的几率福干涉产生的新态，它是不可分的整体态，数学上也容易证明$|\Phi_2\rangle_+$不能分解为两个单光子态的直积态，即不能表示为：

$$[\alpha|R_k\rangle+\beta|L_{-k}\rangle]\otimes[\gamma|R_k\rangle+\delta|L_{-k}\rangle]$$

由此可以得出结论，原子受激辐射产生的两光子态$|\Phi_2\rangle_+$是两光子纠缠态。沿 Z 轴正方向发射右圆偏振光子的总自旋为 2，总轨道角动量为零，总角动量为$\mathcal{J}_z$=2ħ；沿 Z 轴负方向发射两个左圆偏振光子，总自旋为 2，总轨道角动量为零，总角动量为$\mathcal{J}_z$ =2ħ，两个光子总动量为零。（2.2.11）可以表示为：

$$|\Phi_2\rangle_+=\frac{1}{\sqrt{2}}[|kk, 0\rangle+|0, -k-k\rangle]\frac{1}{\sqrt{2}}[|R_kR_k, 0\rangle+|0, L_{-k}L_{-k}\rangle] \quad (2.2.12)$$

（2.2.12）表示两光子纠缠态既是动量态纠缠态，又是圆偏振纠缠态。$|\Phi_2\rangle_+$的自旋角动量为 2，是球对称的，两个态互为反射对称：

$$|\Phi_2\rangle_+=\frac{1}{\sqrt{2}}[|kk, 0\rangle+\hat{I}|kk, 0\rangle]\frac{1}{\sqrt{2}}[|R_kR_k, 0\rangle+\hat{I}|R_kR_k, 0\rangle] \quad (2.2.13)$$

类似的，ΔJ=-1，原子受激辐射产生的两光子纠缠态是：

$$|\Phi_2\rangle_-=\frac{1}{\sqrt{2}}[|kk, 0\rangle+|0, -k-k\rangle]\frac{1}{\sqrt{2}}[|L_kL_k, 0\rangle+|0, R_{-k}R_{-k}\rangle] \quad (2.2.14)$$

应用激光技术，选择原子作为激光物质，谐振腔选择平行平面腔，在满足受激辐射放大增益超过损耗，可以预期受激辐射产生 2N 光子纠缠态为：

$$|\Phi_{2N}\rangle_+=\frac{1}{\sqrt{2}}[|2Nk, 0\rangle+|0, 2N(-k)\rangle]\frac{1}{\sqrt{2}}[|2NR_k, 0\rangle+|0, 2NL_{-k}\rangle \quad (2.2.15)$$

$$|\Phi_{2N}\rangle_-=\frac{1}{\sqrt{2}}[|2Nk, 0\rangle+|0, 2N(-k)\rangle]\frac{1}{\sqrt{2}}[|2NL_k, 0\rangle+|0, 2NR_{-k}\rangle \quad (2.2.16)$$

为检验上述理论，我们重新设计了一个 He-Ne 激光器（它是所有原子激光器的一个代表），满足以下条件：

（1） 激光器必须沿 Z 轴（激光轴）两个相反方向对称输出，并保证光束传播方向平行 Z 轴。

（2） 谐振腔选平行平面腔，它有最佳方向选择性。两个腔镜的反射率完全相同，均为 99.7%，透射率完全相同，均为 0.3%。

（3） 采用短腔长低功率输出设计，以获得单模输出。

2.3 双向输出 He-Ne 激光器产生多光子纠缠态的过程

2.3.1 He-Ne 激光能级

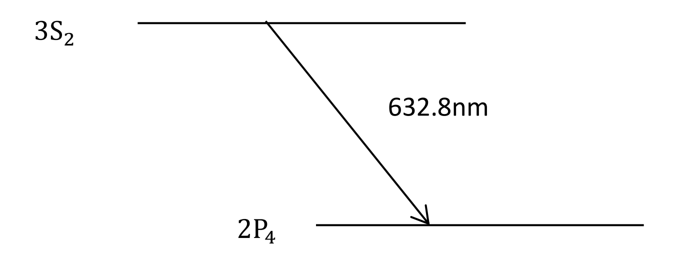


图3 He-Ne激光能级示意图

图 3 是示意图，通常的 He-Ne 激光没有考虑激光能级的宇称。在原子的量子力学中，N 电子有确定的能量。确定角动量，确定宇称的态的完全表达式：

$$^{2S+1}L_j^0$$

以 Ne 原子为例，Ne 原子有 10 个电子，Ne（$1S^2 2S^2 2P^6$）, Ne 原子基态：$2S^2 2P^6$（ $^1S_0$）其中 2 是主量子数（能阶数）。

$^1S_0$—是 Ne 原子基态，8 个电子总自旋为零，总轨道角动量为零，总角动量为零。右上无标示表示 Ne 基态有偶宇称。Ne 原子激发态$3S_2[\frac{1}{2}]_1^0$ 右上标“0”表示奇宇称；$2P_4[\frac{3}{2}]_2$ 右上标无“0”表示有偶宇称。有宇称的电子态一定是量子迭加态，可表示如下：

$$3S_2[\tfrac{1}{2}]_1^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\left| 3S_2[\tfrac{1}{2}]_1 \right\rangle - \hat{I}\left| 3S_2[\tfrac{1}{2}]_1 \right\rangle\right]$$

$$2P_4[\tfrac{3}{2}]_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\left| 2P_4[\tfrac{3}{2}]_2 \right\rangle + \hat{I}\left| 2P_4[\tfrac{3}{2}]_2 \right\rangle\right]$$

$\hat{I}$ 为宇称算符，$3S_2[\frac{1}{2}]_1^0$ ，$2P_4[\frac{3}{2}]_2$ 都是 8 个电子的态，其中有一个电子从基态跃迁到相应的激发态。

$2S^2 2P^6$（ $^1S_0$），$3S_2[\frac{1}{2}]_1^0$ ，$2P_4[\frac{3}{2}]_2$ 数据参考[3]

He-Ne 激光$3S_2[\frac{1}{2}]_1^0$ ，$2P_4[\frac{3}{2}]_2$ 能级集居数反转，$3S_2[\frac{1}{2}]_1^0$ 自发辐射产生单光子量子迭加态，有奇宇称，角动量守恒，宇称守恒，可唯一确定它的表达式：

$$|\Phi_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}[|L_k\rangle - |R_{-k}\rangle] \quad (2.3.1)$$

如下图表示：

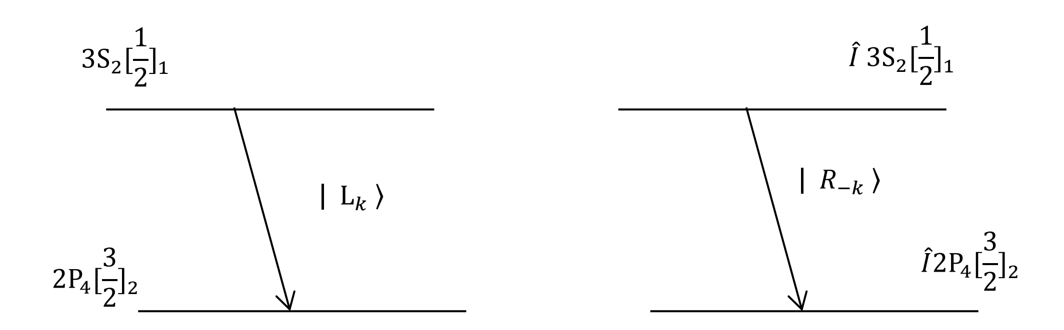


图4 Ne-$3S_2[\frac{1}{2}]_1^0$ 自发辐射产生单光子量子迭加态

（2.3.1）单光子量子迭加态经谐振腔反馈与 Ne $3S_2[\frac{1}{2}]_1^0$ 相互作用诱发受激辐射产生双光子纠缠态。角动量守恒，宇称守恒，可唯一确定它的表达式：

$$|\Phi_2\rangle_- = \frac{1}{\sqrt{2}}[|2L_k, 0\rangle + |0, 2R_{-k}\rangle] \quad (2.3.2)$$

（2.3.2）有偶宇称，总角动量 $\mathcal{T}_z$=-2ħ（因为轨道角动量为零，实际上是总自旋角动量）。由于 Ne 原子电子间有相互作用，电子自旋轨道角动量有相互作用。（2.3.2）不能分解为两个独立单光子的直积态，所以是双光子纠缠态。

Ne 原子受激辐射产生双光子纠缠态的过程如下图所示：

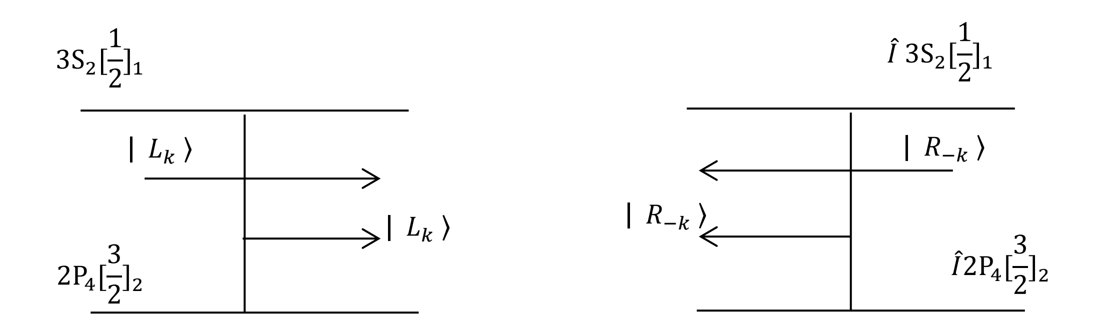


图5 由Ne-$3S_2[\frac{1}{2}]_1^0$自发辐射$|\ \Phi_1\ \rangle\ =\frac{1}{\sqrt{2}}\ [|\ L_k\ \rangle-|\ R_{-k}\ \rangle]$诱发的受激辐射产生双光子纠缠态的过程示意图

（2.3.2）经谐振腔反射一次，转变为：

$$|\ \Phi_2\ \rangle_+=\frac{1}{\sqrt{2}}\ [|\ 2R_k\ ,\ 0\rangle+|\ 0,\ 2\,L_{-k}\ \rangle] \qquad (2.3.3)$$

并与两个 Ne 原子 Ne $2P_4[\frac{3}{2}]_2$ 相互作用，受激吸收，使两个 Ne 原子发生纠缠，向上跃迁到 Ne $3S_2[\frac{1}{2}]_1$ ，同时两个 Ne 原子在$3S_2[\frac{1}{2}]_1$ 发生纠缠。

（2.3.2)在谐振腔往返传播一次，它的态不改变，这时诱发两个纠缠 Ne 原子$3S_2[\frac{1}{2}]_1$ 受激辐射产生 4 光子纠缠：

$$|\ \Phi_4\ \rangle_-=\frac{1}{\sqrt{2}}\ [|\ 4L_k\ ,\ 0\rangle+|\ 0,\ 4\,R_{-k}\ \rangle] \qquad (2.3.4)$$

上式经谐振腔反射一次，转变为：

$$|\ \Phi_4\ \rangle_+=\frac{1}{\sqrt{2}}\ [|\ 4R_k\ ,\ 0\rangle+|\ 0,\ 4\,L_{-k}\ \rangle] \qquad (2.3.5)$$

于是，纠缠光受激吸收---→原子纠缠---→纠缠原子受激辐射---→2N 光子纠缠。只要受激辐射增益放大超过损耗，这种过程就会持续到平衡状态-----稳定的纠缠光振荡。谐振腔内宏观纠缠光子与宏观纠缠原子相互作用，构成一个特殊的量子系统。纠缠光子、纠缠原子都是玻色凝聚态（Ne 原子是复合粒子是玻色子)。两者可以相互模拟，测量纠缠光子就可以得知纠缠原子的量子性质。谐振腔内纠缠光子的态：

$$|\ \Phi_{2N}\ \rangle_-=\frac{1}{\sqrt{2}}\ [|\ 2NL_k\ ,\ 0\rangle+|\ 0,\ 2NR_{-k}\ \rangle] \qquad (2.3.6)$$

$$|\ \Phi_{2N}\ \rangle_+=\frac{1}{\sqrt{2}}\ [|\ 2NR_k\ ,\ 0\rangle+|\ 0,\ 2N\,L_{-k}\ \rangle] \qquad (2.3.7)$$

谐振腔内（2.3.6)（2.3.7）迭加干涉产生新的纠缠态：

$$|\ \Phi_{2N}\ \rangle_0=\frac{1}{\sqrt{2}}\ [|\ NR_k\ ,\ NR_{-k}\rangle+|\ NL_k,\ NL_{-k}\ \rangle] \qquad (2.3.8)$$

$|\ \Phi_{2N}\ \rangle_0$ 有偶宇称，总角动量 2Nħ ，总角动量分量为零。

（2.3.8）在 H/V 基矢上的表示：

$$|\ \Phi_{2N}^{HV}\ \rangle_0=\frac{1}{\sqrt{2}}\ [|\ NH_k\ ,\ NH_{-k}\rangle+|NV_k,\ NV_{-k}\ \rangle] \qquad (2.3.9)$$

（2.3.6）--（2.3.9）均可从谐振腔沿 Z 轴（光轴）两个相反方向双向输出。

一般单光子偏振量子迭加态（$\cos\theta|\ H\rangle\ +\ e^{i\varphi}\sin\theta|\ V\rangle$）有无穷多态，反射对称从无穷多方位（θ，φ）简化为（$\frac{\pi}{4}$ ，0）。宏观光子纠缠态很多重要的量子性质都与它有反射对称性有关。比如反射对称导致纠缠态总动量为零，因此纠缠态两个组态动量相关，总动量为零，动量完全确定。反射对称又导致纠缠态两组态位置差完全确定，位置是高度相关的。同样两个组态的时间差，位相差也都是完全确定，高度相关的。而时间，位置，位相都是随机的，不确定的

2.4 实验

双向输出激光多光子纠缠态的实验光路如下：

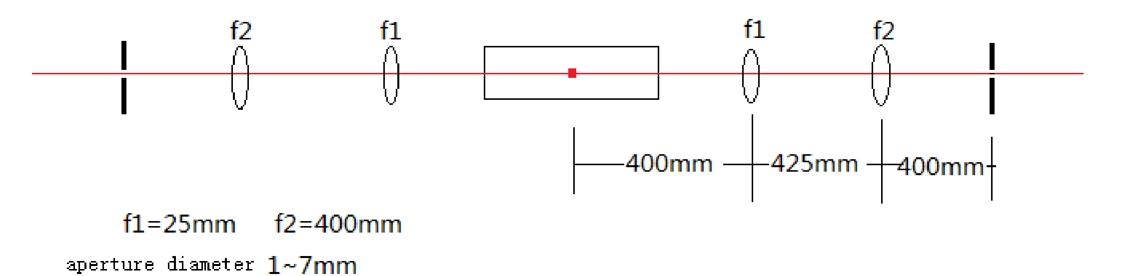


图6 双向输出激光多光子纠缠态的实验设置

Fig. 6 Experimental setup of multi-photon entangled state of two-way output laser

实验两端光路设计完全对称。透镜组和小孔的设置为减小发散角。

2.4.1 多光子纠缠偏振相关性实验

1．理论预测的多光子纠缠态：

$$|\ \Phi_{2N}\ \rangle_-=\frac{1}{\sqrt{2}}\ [|\ 2NL_k\ ,\ 0\rangle+|0,\ 2NR_{-k}\ \rangle]$$

实验设置如下图：

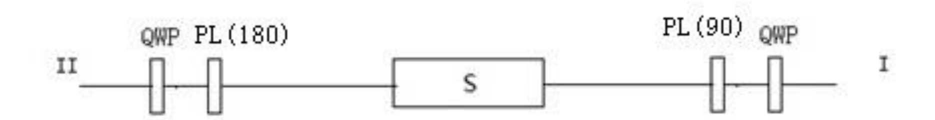


图7 圆偏振纠缠偏振相关性检测实验设置

Fig. 7 Experimental settings for detection of polarization correlation of circular polarization entanglement

S 为图 6 的设置（下同）。I 的 PL（π/2）-QWP（5π/4）组合设置为检测 $|2NL_k, 0\rangle$，II 的 PL（π）-QWP（-π/4）组合设置为检测 $|0, 2N R_{-k}\rangle$。

实验结果：

符合测量 I 测得有能量输出，此时 II 的输出能量为零。经过随机延迟，符合测量检测到 II 有能量输出，这时 I 的输出为零；经过随机延迟，符合测量检测到 I、II 都有能量输出。实验重复多次，结果相同。实验结果与理论预期相符。

2．理论预测的多光子纠缠态：

$|\Phi_{2N}\rangle_0=\frac{1}{\sqrt{2}}[|NR_k, NR_{-k}\rangle+|NL_k, NL_{-k}\rangle]$

圆偏振纠缠偏振相关性检测如下图：

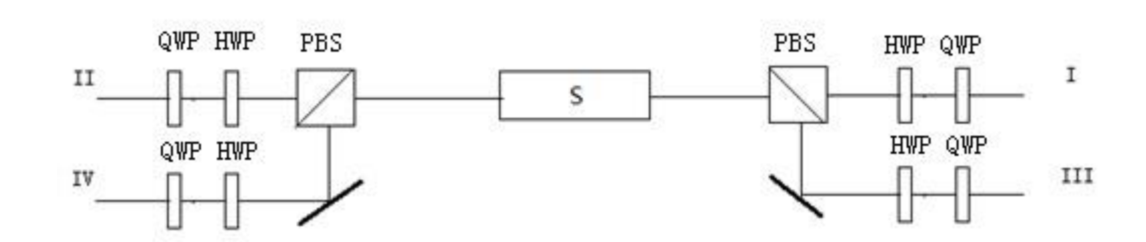


图8 总自旋为零的圆偏振纠缠偏振相关性检测实验设置

Fig. 8 Experimental settings for detection of polarization correlation of circular polarization entanglement with zero total spin

I 的 HWP（π/8）-QWP（0）组合和 II 的 HWP（−π/8）-QWP（0）组合设置为检测 $|NR_k\rangle$和 $|NR_{-k}\rangle$，III 的 HWP（π/8）-QWP（0）组合和 IV 的 HWP（−π/8）-QWP（0）组合设置为检测 $|NL_k\rangle$和$|NL_{-k}\rangle$。HWP 为 λ/2 波片，QWP 为 λ/4 波片。

实验结果：

I-II 符合测量测得两个方向同时有相同能量输出，同为右圆偏振光，III-IV 两个方向的输出能量均为零。在测得 I-II 后，经过随机延迟，符合测量检测到 III-IV 两个方向同时有相同能量的输出，同为左圆偏振光，这时 I-II 两个方向的输出均为零；经过随机延迟，符合测量检测到 I-IV 四个方向同时有相同能量的输出。实验重复多次，结果相同。实验结果与理论预期相符。

3．理论预测的多光子纠缠态：

$$|\,\Phi_{2N}^{HV}\rangle_0=\frac{1}{\sqrt{2}}\,[|\,NH_k\,,\,NH_{-k}\rangle+|\,NV_k,\,NV_{-k}\,\rangle]$$

线偏振纠缠偏振相关性检测如下图：

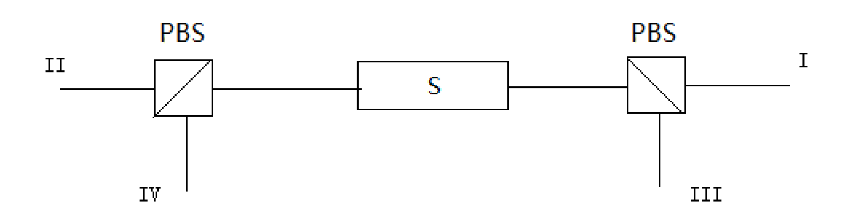


图9 线偏振纠缠偏振相关性检测实验设置

Fig. 9 Experimental settings of polarization correlation detection for linear polarization entanglement

PBS 为偏振分束器。

实验结果：

符合测量检测到 I-II 两个方向同时有相同能量的输出，此时 III-IV 输出为零；随机延迟后，符合测量检测到 III-IV 两个方向同时有相同能量的输出，此时 I-II 输出为零；随机延迟后，符合测量检测到 I-IV 四个方向同时有相同能量的输出。实验重复多次，结果相同。实验结果与理论预期相符。

4．理论预测的多光子纠缠态：

$$|\,\Phi_{2N}\,\rangle_+=\frac{1}{\sqrt{2}}\,[|\,2NR_k\,,\,0\rangle+|\,0,\,2N\,L_{-k}\,\rangle]$$

实验设置如下图：

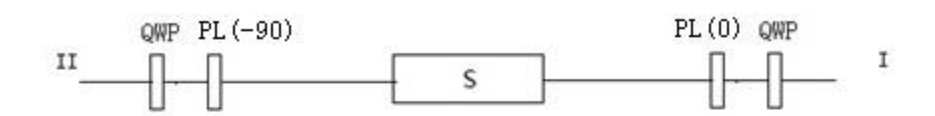


图10 圆偏振纠缠偏振相关性检测实验设置

Fig. 10 Experimental settings for detection of polarization correlation of circular polarization entanglement

I 的 PL（0）-QWP（π/4）组合设置为检测 $|2NR_k, 0\rangle$，II 的 PL（-π/2）-QWP（-π/4）组合设置为检测 $|0, 2NL_{-k}\rangle$。

实验结果：

符合测量 I 测得有能量输出，此时 II 的输出能量为零。经过随机延迟，符合测量检测到 II 有能量输出，这时 I 的输出为零；经过随机延迟，符合测量检测到 I、II 都有能量输出。实验重复多次，结果相同。实验结果与理论预期相符。

在上述 1-4 的实验中，探测信号是可见光宏观光束。

这样，我们在 4 种多光子偏振纠缠态都得到了实验证实。

3 分析与讨论

保持反射对称的双向输出单模激光器，作为一种纠缠光源已在 He-Ne 双向激光器实验装置上得到了实验验证，并与理论预期符合。检测量子纠缠偏振态相关性均使用线性光学元件，检偏器，偏振分束器，半波片，1/4 玻片。

4 结　论

激光物质的电子态有宇称，即有反射对称性，则激光器谐振腔内（平行平面腔）受激辐射放大产生的激光是纠缠光。具有对称结构的双向单模激光器可以输出纠缠光。

原子、离子、有对称中心的分子，有反射对称性的晶体等，这些物质的电子态都有宇称，以这些物质为激光物质构建的激光器，在保持宇称及其他合适条件下，其输出是纠缠光。氦氖激光器，氩离子激光器，二氧化碳激光器，氮分子激光器，有反射对称性晶体激光器等，其输出激光都是纠缠光，条件是激光器谐振腔内未设置起偏元件或任何其他破坏腔内纠缠态的元件。

宏观尺度纠缠光，将两光子纠缠到几十个光子纠缠扩展到几十亿光子的纠缠，突破了微观到宏观的界限。

宏观尺度纠缠光在量子光谱成像、远距离目标探测可以获得极高的分辨率和极低的背景噪声，这也是一个值得研究的领域。宏观尺度纠缠光的退相干问题尚需进一步研究。

参考文献

[1] Gabriel Popkin China's quantum satellite achieves 'spooky action' at record distance. (Science 2017-6-15). https://www.sciencemag.org/news/2017/06/china-s-quantum-satellite-achieves-spooky-action-record-distance

[2] Richard P. Feynman, Robert B. Leighton, Matthew Sands The Feynman Lectures on Physics, The New Millennium Edition Volume3. Taipei: Global Views – Commonwealth Publishing Group., 2016: 18,P164.
费曼,雷顿,山德士. 费曼物理学讲义[III] 量子力学（3）-薛丁格方程式
高涌泉，吴玉书译, 台北: 远见天下文化出版, 2016：18-注解2 P164

[3] A.A Radzig B.M. Smirnov, Reference Data on Atoms, Molecules, and Ions; Chemical Physics 31 P188-189